



TITLE:

フラストレーションのある系での 相転移(広領域の相転移物理学,研究会報告)

AUTHOR(S):

宮下, 精二

CITATION:

宮下, 精二. フラストレーションのある系での相転移(広領域の相転移物理学,研究会報告). 物性研究 1982, 37(6): 305-310

ISSUE DATE:

1982-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/90515>

RIGHT:

- 11) M. Oku, Prog. Theor. Phys., in submission. (Received December 23, 1981).
- 12) D. Mukamel, Phys. Rev. Letters **46** (1981), 845.
- 13) D. R. Nelson and M. E. Fisher, Phys. Rev. **B11** (1975), 1030.
- 14) T. C. Lubensky, Phys. Rev. **B11** (1975), 3573.
- 15) S. Fishman and A. Aharony, Phys. Rev. **B18** (1978), 3507.
- 16) Y. Someya, J. Phys. Soc. Jpn. **50** (1981), 3897.

10. フラストレーションのある系での相転移

東大・理 宮 下 精 二

ここ数年スピングラスの相転移が精力的に研究されている。^{1)~9)} スピングラスとは AuFe や CuMn などの磁性希薄合金や $\text{Co}(\text{S}_x\text{Se}_{1-x})$ のような混晶系で見られる現象で、低温で周期的な長距離秩序は伴わないが非常に相関が強い相が実現され、高温からこの低温相に移るとき比熱には何ら特異性が見られないのにもかかわらず帯磁率 χ_0 に cusp がみられ更にその磁場依存性が非常に敏感である (帯磁率を磁場で展開したとき, $\chi(H) = \chi_0 + \chi_2 H^2 + \dots$, χ_2 の負への発散) ことなどからある種の相転移であろうと考えられている (図 1 及び図 2 (a))²⁾。ま

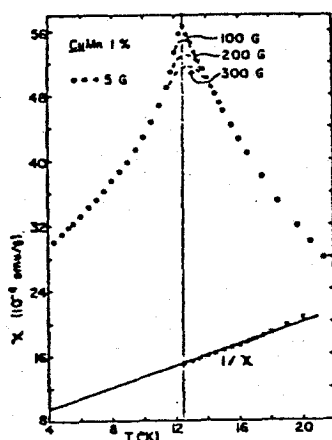


図 1 From Ref. 2) Cannella

た通常の転移とのちがいに低温相の非常にゆっくりした緩和現象なども報告されており³⁾、新しいタイプの相転移として興味を持たれている。この問題では従来の相転移の問題とは異なりシ

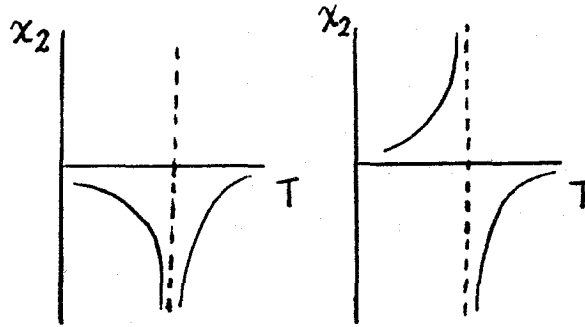


図 2

Fig. 2(a)

Fig. 2(b)

システム（系）自身がランダムネスを持っており、これが相転移現象におよぼす影響が特に興味を持たれている。この相転移の最も簡単な描像は高温では paramagnetic 相で各スピンは自由に動いているが、低温では各スピンの向きに凍結し、この変化が相転移を与えるというものである。この描像を最も簡単にモデル化したものは反強磁性体の拡張されたもので Mattis 模型⁴⁾と呼ばれ、そのハミルトニアンは次で与えられる：

$$\mathcal{H}_M = -\sum J \varepsilon_i \varepsilon_j \sigma_i \sigma_j - H \sum \sigma_i \quad (1)$$

ここで ε_i はランダムに凍結される向きを指定するものでその分布 $P(\varepsilon_i)$ は $P(\varepsilon_i) = p\delta(\varepsilon_i - 1) + (1-p)\delta(\varepsilon_i + 1)$ で与えられる。また $\sigma_i = \pm 1$ はスピン変数である。これは $\tau_i \equiv \varepsilon_i \sigma_i$ の変換により相互作用の部分は通常の Ising 模型と同じになり、 $H=0$ の熱力学的性質（エネルギー、比熱など）は ε_i のランダムネスの影響は受けない。そこでこのランダムネスの影響は磁場 H への応答に出るのであるが、スピングラスの最も特徴的な非線型帯磁率 χ_2 の負への発散（図 2 (a)）は再現せず、図 2 (b) のように転移点の上下で正負に別かれて発散し (1) のタイプでは磁場への応答もスピングラスの良い模型とはなりえないことが示されている⁵⁾。ハミルトニアン(1)で与えられた系ではランダムネスは各サイトに割当てられておりランダムネスのサイト問題と呼ばれる。これによって記述される系には $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ のような混晶があるがこれらはスピングラスとは異なる範疇の問題とされている。このように考えてくるとスピングラスのランダムネスは各ボンドに割当てること（ボンド問題）が重要であることがわかるがこれを最も簡単にモデル化したものに $\pm J$ 模型⁶⁾と呼ばれるものがあり、そのハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{\pm J} = -\sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \sigma_i \sigma_j - H \sum_i \sigma_i \quad (2)$$

で与えられ、ここで J_{ij} はボンド $i-j$ に与えられた結合定数でその分布は $P(J_{ij}) = p\delta(J_{ij} - 1) + (1-p)\delta(J_{ij} + 1)$ で与えられる。この模型及びこれに類似した模型の熱力学的性質（特に相図）は詳しく調べられている（図3）⁷⁾。しかし低温相のゆっくりした緩和や自由エネルギーの特異性の弱さなどランダムネスに由来すると思われる現象の定性的理解が十分でない現状である。ハミルトニアン(1)と(2)の最も大きな違いを考えるとそのフラストレーションの有無である。フラストレーション⁶⁾とは図4の様に $\oint_{\text{loop}} J_{ij} < 0$ のためにすべてのボンド

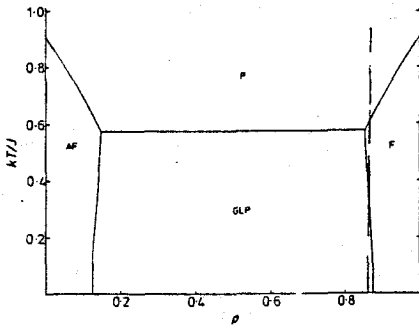


図3 From Ref 7)

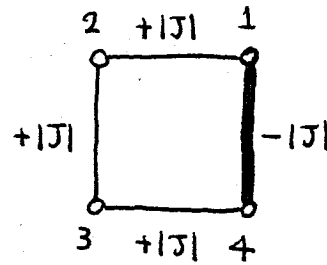


図 4

が満足するスピン配位が存在できない状態をいい、これは基底状態の縮退の原因ともなりうる。たとえば図5 (a) のように J_{ij} の配位を与えれば図5 (b) 及び (c) は共に基底状態となっている。

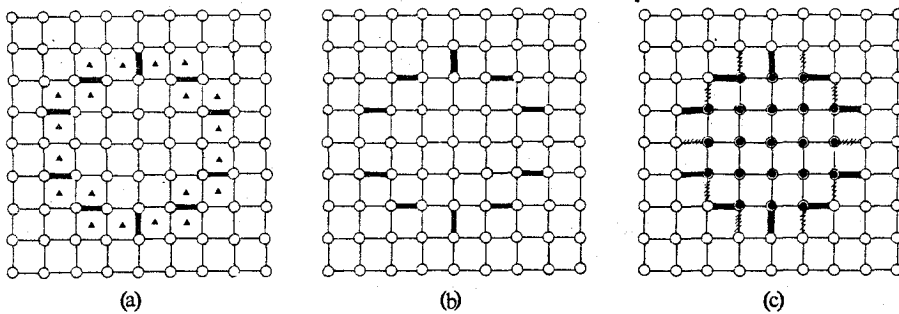


図5 ここで○は↑スピン ●は↓スピン

このことからフラストレーションはスピン間相関を弱め系のクラスター化を行なう効果を持っていると考えられ、⁸⁾ このクラスター化がランダム系特有の現象の原因となっていると考えられる。このクラスターの分布についてはパーコレーション理論を応用してその半径は相当大きいと評価できる。そしてこの大きなクラスター内の協力現象がスピングラスの臨界現象的变化を与え、クラスター間の協力現象がランダム系特有の現象を与えていると考えられる。ここでは

ランダム系特有の現象として相図での Reentrance 現象とゆっくりした緩和の問題を考えてみよう。Reentrance 現象とは図 3 の破線のように温度を下げるに従がい $P \rightarrow F \rightarrow S.G.$ or P と Ferromagnetic phase が低温で消える現象である。この現象自身まだスピングラスで本当にある現象かどうか定説はないが、もしあるとすれば図 6 のようにスピン相関がフラストレーション

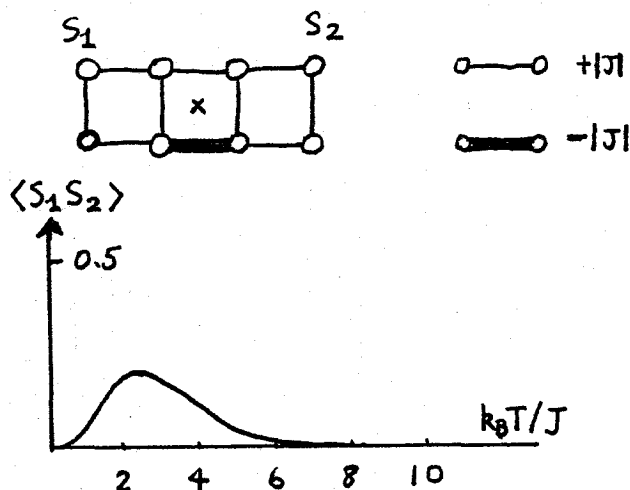


図 6

のために温度の単調な関数でなくなっていることが原因として考えられるだろう。またゆっくりした緩和は大きなクラスター（スピン N 個を含む）の緩和時間 τ が $\tau = \exp(+a(T) \cdot N)$, $a(T) > 0$ であるとし、クラスターの分布関数を $\rho(N)$ とし $N \rightarrow \infty$ で $\rho(N) \propto \exp(-\sqrt{N}/\xi_0)$ とすると低温での平均的運動は、

$$\int dN \rho(N) \exp(-t/\tau) \sim t^{-\alpha}$$

の形に求まり実験とも良く一致する。³⁾

フラストレーションの相転移への影響を見るために周期的にフラストレーションを配置しその系の相転移を調べる方法もとられている。⁹⁾ここでは 2 次元 Ising 模型で図 7 のようにフラストレーションを配置しその系の自由エネルギーの特異点から相転移点を調べてみると表 1 の様になる。ここでわかるようにフラストレーションは相関を弱くし転移点を下げる働きをしている。またすべてのセルがフラストレートしている図 7 (d) では $T_c = 0$ であるが図 7 (e), (f) のようにそれ以上に相関が弱められ $T \geq 0$ で Paramagnetic phase もあることは特に興味深い。これらは大域的なクラスター化の例になっている。しかし基底状態が大域的にクラスター化されていると考えられる図 7 (c) では有限温度で基底状態の選択を起こし相転移を起こしている。この選択は縮退した状態からの励起状態の違いによるものと考えられる。この縮退した基底状態の選

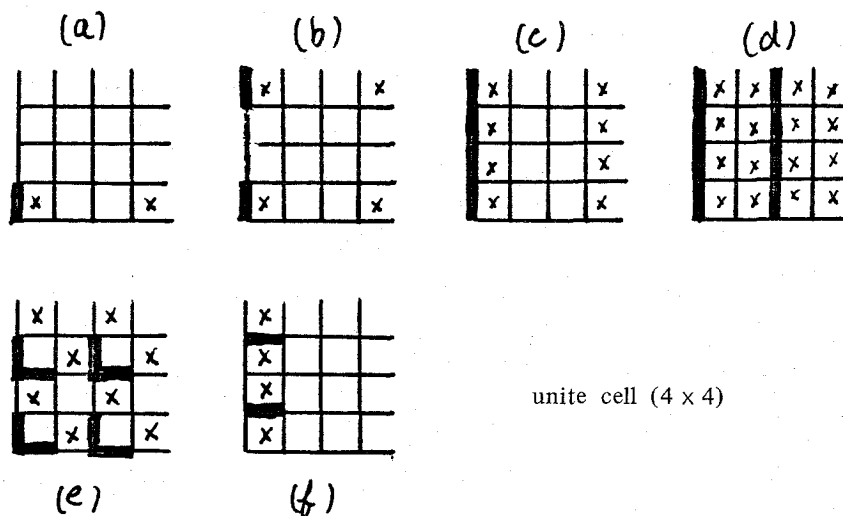


図 7

表 1

タ イ プ	$x_c = \tanh (k_B T_c / J)$
Non frustrated	0.4 1
(a)	0.4 6
(b)	0.5 0
(c)	0.5 4 5
(d)	0.0
(e)	な し
(f)	な し

扱は 3 次元のすべてのセルがフラストレートした系 (F.C.C. 格子での反強磁性体) で顕著に起り, それらの系では 1 次転移が知られている。¹⁰⁾

References

- 1) S. F. Edwards and P. W. Anderson: J. Phys. F5 (1975) 965.
D. Sherrington and S. Kirkpatrick: Phys. Rev. Letters 35 (1975) 1792.

- M. Suzuki and S. Miyashita: *Physica* **106A** (1981) 344, and references therein.
- 2) K. Adachi et al: *J. Phys. Soc. Japan* **29** (1970) 323.
- V. Cannella: *Amorphous Magnetism* ed. by H. O. Hooper and A. de Graaf, Plenum Press N. Y. (1973), p. 195.
- J. A. Mydosh: *J. Magn. Magn. Mater.* **7** (1978) 237.
- 3) J. J. Prejean: *J. de Physique* **C6-907** (1978).
- 勝又紘一：日本物理学会分科会（新潟）3aNC3
- 4) D. C. Mattis: *Phys. Lett.* **56A** (1979) 421.
- 5) T. Oguchi and T. Ishikawa: *J. Phys. Soc. Japan*, **50** (1981) 2180.
- 6) G. Thoulouse: *Commun. Phys.* **2** (1977) 115.
- J. Vannimenus, J. M. Maillard and L. de Seze: *J. Phys.* **C12** (1979) 4523.
- 7) S. Katsura and S. Fujiki: *J. Phys.* **C12** (1979) 1087.
- 8) S. Miyashita and M. Suzuki: *J. Phys. Soc. Japan* **50** (1981) 1840.
- 9) V. V. Bryksin et al: *J. Phys.* **C13** (1980) 5999.
- 10) M. K. Phani and J. L. Lebowitz and M. H. Kalos: *Phys. Rev.* **B21** (1980) 4027.